



TITLE:

新しいタイプの量子フェリ磁性(基礎物理学研究所短期研究会「量子効果が顕著な役割を果たす磁性現象の新展開」,研究会報告)

AUTHOR(S):

宮下, 精二; 渡部, 祐己; 仙田, 真

---

CITATION:

宮下, 精二 ...[et al]. 新しいタイプの量子フェリ磁性(基礎物理学研究所短期研究会「量子効果が顕著な役割を果たす磁性現象の新展開」,研究会報告). 物性研究 1999, 72(6): 766-768

ISSUE DATE:

1999-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96703>

RIGHT:

# 新しいタイプの量子フェリ磁性

New Type of quantum ferrimagnetism

宮下精二、渡部祐己、仙田真

Seiji Miyashita, Yuuki Watanabe and Makoto Senda

阪大・理・宇宙地球科学科

Department of Earth and Space Science, Faculty of Science,

Osaka University, Toyonaka, Osaka 560

これまで量子揺動が顕著な働きをする新しいタイプの量子相の研究がハルデーン系はじめ多くの非磁性状態で研究が進められ、スピン-重項の敷き詰めの自由度に関していろいろな基底状態の相の存在が発見され、RVBやVBSなどの新しい概念が明らかになってきている。

磁化が有限な場合には、完全に磁化がそろった強磁性、部分的な磁化をもつフェリ磁性がある。前者に関しては、遍歴電子系でどのような条件のもとで強磁性が発生するかについて興味深い議論がなされてきているが、秩序状態自身は自明で量子効果の議論の余地はない。それに対して、フェリ磁性は反平行スピンのような配置を取るかに関する自由度があり、量子効果が顕著な働きをする新しいタイプの量子相の可能性が期待される。フェリ磁性に関しては、Lieb-Mattisによって bipartite 格子で示されている副格子の数の違いによって生じるいわゆる Lieb-Mattis フェリ磁性が良く調べられている。[1] 今回の研究では、格子が bipartite でなく Lieb-Mattis フェリ磁性の出現機構を排除した系を考える。また、スピン相互作用の異方性も考えない。これまで、 $S = 1/2$  の完全なハイゼンベルグ模型で Lieb-Mattis フェリ磁性以外の磁性状態はあまり知られておらず、その特徴を明らかにしたい。

ここで調べるモデルは図1に示した格子上での  $S = 1/2$  ハイゼンベルグ模型

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1)$$

である。この格子のユニットセルは三つの格子点からなり、周期的境界条件を課している。そのために格子点の数は3の倍数である。もし  $J_2$  と  $J_F$  が0であれば、Lieb

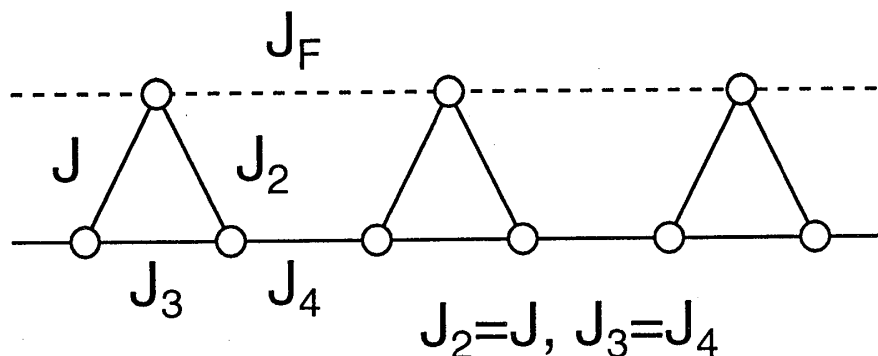


Figure 1: 新しいフェリ磁性を示す格子

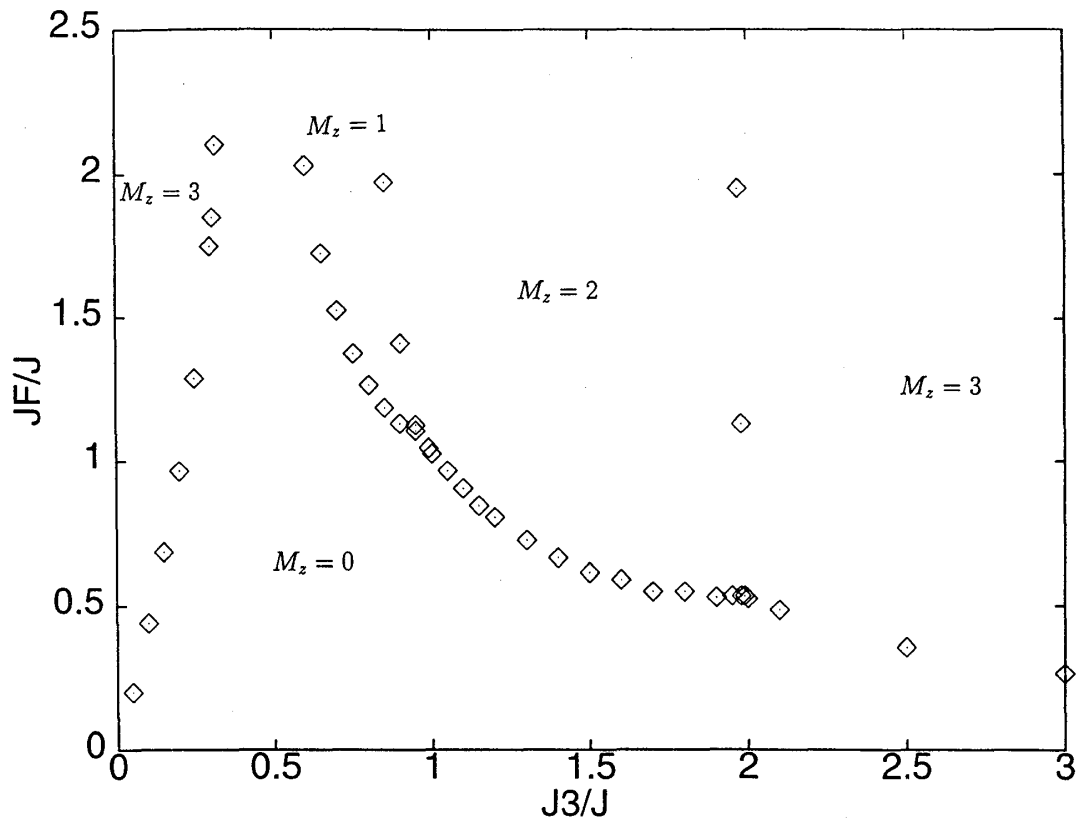


Figure 2: 基底状態の磁化の相図 ( $M_z = 3$  が Lieb-Mattis フェリの大きさ)

の定理によりフェリ磁性が生じる。それを防ぐために、ここでは  $J_2 = J$  とする。ちなみに、 $J_F = 0$  のもとで  $J_2 \leq J/2$  の範囲では Lieb-Mattis フェリ磁性が基底状態を与える、それ以上の  $J_2$  では非磁性状態が基底状態となる。

$J_2 = J$  として三角形の頂点のスピンを下の反強磁性鎖の副格子に対して対称にし、その上で頂点のスピ間に強磁性相互作用 ( $J_F < 0$ ) を働かせることでこれらのスピンの平行化を計り、有限磁化をもつ基底状態の出現を試みた。格子数が 18 の系でこの系を調べた結果、ある程度以上の大きさの  $J_F < 0$  で基底状態は全磁化

$$M_z = \sum_i S_i^z$$

が 2 の空間に現れることがわかった。この結果はいくら  $J_F < 0$  の大きさを大きくしても変わらないこともわかった。もし、頂点のスピが全て揃うと

$$M_z = 6 \times \frac{1}{2} = 3$$

であるので、上の状態はちょうど 1 つのスピが揃わないことを意味している。この性質は格子の大きさに依らないことを  $L = 12$  と 24 の系で確認した。つまり、それぞれの場合に基底状態は  $M_z = 1, 3$  の空間に現れる。この状態は Lieb-Mattis フェリ磁性のように副格子の差で磁化を考えることができず、いろいろと新しい特徴があると期待できる。

ここで現れたフェリ磁性の古典対応を考えると、三角格子反強磁性体での non-collinear(NCL) フェリ磁性とみることができる。通常の三角格子反強磁性体で

は量子揺動のため基底状態は常に非磁性になっているが、ここでのモデルのように一つの副格子を平行化させる相互作用を付け加えることで量子揺動が抑えられ、古典系での NCL フェリ磁性に対応する磁化が発生したと考えられる。この意味でもここでのフェリ磁性は Lieb-Mattis フェリ磁性と性格をことにするものである。

図2に、 $J_3$ と  $J_F$ をパラメーターにした基底状態の相図を示す。 $J_3$ が小さいときは、下の反強磁性鎖の上のスピンは上のスピンと反平行となり、基底状態の磁化は  $M_z = 3$  となる。それに対し、 $J_3$ が非常に大きいときは、下の反強磁性鎖の上のスピンはシングレット状態となり、頂点のスピンはそれと独立に揃うのでやはり基底状態の磁化は  $M_z = 3$  となる。その中間で、基底状態の磁化は一度0となり、NCL フェリ磁性に対応する状態を示すことがわかる。

ここで見いだされたフェリ磁性の特徴について考えるため、個々の三角形にシングレット対と一つの自由スピンを割り当て、それらを強磁性ボンドで結合させた系を考えると、全体としてシングレット状態とトリプレット状態が縮退した状態が現れることがわかる。 $J_4$ によってそのような縮退した状態がいろいろな状態として現れてくると考えられる。個々の性質については別の機会に報告する。

- [1] E. H. Lieb and D. C. Mattis: J. Math. Phys. 3 (1962) 749.